УДК 669.536.422

ТЕМПЕРАТУРНЫЙ РЕЖИМ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ ПРИ НЕОДНОРОДНОМ ТЕПЛООБМЕНЕ НА ЕЁ ВНЕШНЕМ КОНТУРЕ

А.А. Колоусова, Г.В. Кузнецов

Томский политехнический университет
E-mail: nasa@tpu.ru

Решена задача определения температурного поля в поперечном сечении тепловой трубы, проходящем через зону подвода тепла к внешней поверхности трубы, с учетом неоднородности граничных условий на внешнем контуре. Установлено, что отклонения температур по угловой координате не превышают 0,1 К при существенно неоднородном теплообмене по контуру трубы. Максимальные отклонения по толщине испарившегося слоя хладагента также не превышают 1 %. Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что комплекс теплофизических процессов, протекающих в тепловой трубе, обуславливает практически однородное температурное поле в любом сечении корпуса трубы по продольной координате даже при существенном изменении интенсивности теплообмена по внешнему контуру.

Введение

Совершенствование современной радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) неразрывно связано с решением проблемы обеспечения требуемого теплового режима проектируемых устройств. Одним из эффективных способов обеспечения теплового режима современной РЭА является применение тепловых труб (ТТ), работающих по принципу замкнутого испарительно-конденсационного цикла [1–5].

Выбор схемы технической реализации блока "источник выделения теплоты – соединительный элемент – тепловая труба" представляет сложную задачу из-за необходимости обеспечения как можно более близкого к однородному температурного поля в поперечном сечении ТТ. При моделировании теплопередачи, учитывающей влияние условий подвода энергии к внешней поверхности тепловой трубы на температурное поле корпуса ТТ, можно оценить эффективность ее работы, а также спрогнозировать оптимальные схемы передачи теплоты к ТТ от источника тепловыделения. В реальных же условиях, из-за неоднородности температурного поля, трудно обеспечить, равномерную по окружной координате интенсивность подвода тепла в зону испарения ТТ. Поэтому теоретический анализ закономерностей процесса теплопереноса в рассматриваемой системе с учетом изменения условий теплообмена по угловой координате является актуальным.

Цель данной работы – численный анализ температурного поля в поперечном сечении тепловой трубы, проходящем через зону подвода тепла к поверхности ТТ, с учетом неоднородности граничных условий на внешнем контуре трубы.

Физическая модель

Упрощенная схема блока "тепловая труба – соединительный элемент" представлена на рис. 1.

Рассматривается процесс переноса тепла в поперечном сечении ТТ, проходящем через зону испарения и соединительный элемент (рис. 1), через который тепло от РЭА подводится к внешней поверхности трубы. Такое сечение является наиболее информативным, потому что для него характерны максимальные тепловые потоки в зону испарения. При постановке задачи учитываются процессы переноса тепла по радиальной и окружной координатам в ТТ за счет теплопроводности, тепловой эффект испарения на границе раздела жидкой и паровой фаз хладагента. При постановке задачи рассматривались различные варианты граничных условий на внешнем контуре трубы. В данной работе представлены результаты исследований, полученные для самых неблагоприятных по режиму подвода энергии к ТТ граничных условий. Принималось, что часть поверхности внешнего контура трубы (I) (рис. 1) соединена через элемент (II) с границей, через которую энергия от блока РЭА передается на тепловую трубу. Оставшаяся часть поверхности трубы считалась теплоизолированной. В реальных системах обеспечения теплового режима, например космических аппаратов типа спутников связи [6], отдельные элементы работают в условиях глубокого вакуума и отсутствия хорошего теплового контакта между собой. Поэтому рассматриваемая схема является не только реальной по условиям теплообмена на внешнем контуре, но и достаточно типичной для перспективных систем.

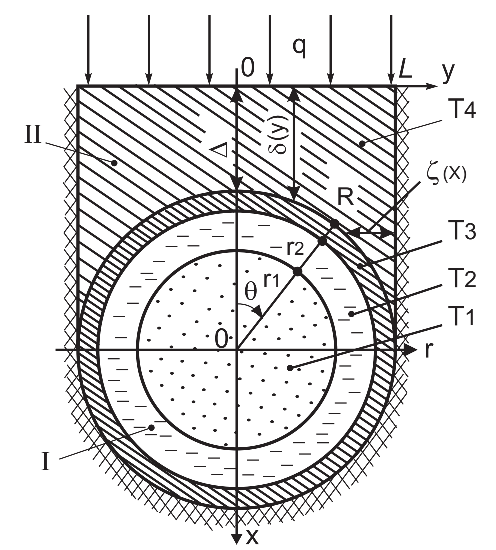


Рис. 1. *Упрощенная схема области решения: I) тепловая труба; II) соединительный элемент*

При постановке задачи не моделировались процессы переноса теплоты в осевом направлении по паровому каналу, фитилю и корпусу трубы. Интенсивность перетока энергии в этом направлении не зависит от распределения температур по окружной координате в рассматриваемом сечении ТТ. Поэтому неучет этого фактора не может повлиять на основные закономерности теплопереноса по окружной координате в сечении z=const. При этом только необходимо учитывать реальный нестационарный характер изучаемых процессов.

В работе [5] задача тепломассопереноса решена без учета неоднородности граничных условий по окружной координате. В данной работе рассматривается процесс теплопереноса в блоке "соединительный элемент – тепловая труба" в цилиндрической системе координат в сечении z=const. Подразумевается, что продукты испарения хладагента уносятся мгновенно из зоны испарения, а давление в паровом канале не зависит от координат r и θ.

Постановка задачи

Система уравнений, описывающих теплоперенос в тепловой трубе в системе координат, с осью симметрии, совпадающей с осью симметрии ТТ, включает уравнения теплопроводности (1, 2) для жидкой и паровой фаз хладагента, а также уравнение теплопроводности (3) для корпуса ТТ. Теплоперенос в соединительном элементе описан уравнением теплопроводности (4) в декартовой системе координат. Принималось что корпус трубы и соединительный элемент изготовлены из одного материала с высокой теплопроводностью.

Геометрия области решения приведена на рис. 2.

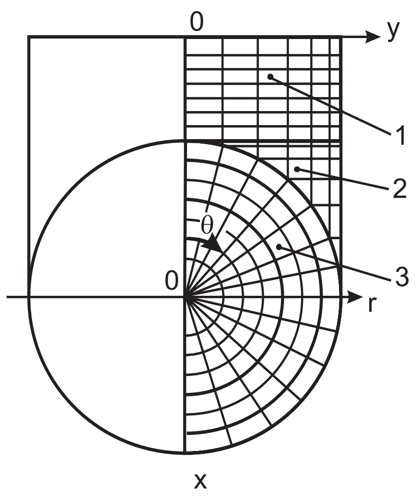


Рис. 2. *Геометрия области решения: 1-2) соединительный элемент; 3) тепловая труба*

$$C_1\rho_1 \cdot \frac{\partial T_1}{\partial \tau} = \lambda_1 \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial T_1}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 T_1}{\partial \theta^2} \right); \quad (1)$$

$$C_2\rho_2 \cdot \frac{\partial T_2}{\partial \tau} = \lambda_2 \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial T_2}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 T_2}{\partial \theta^2} \right); \quad (2)$$

$$C_3\rho_3 \cdot \frac{\partial T_3}{\partial \tau} = \lambda_3 \left(\frac{\partial^2 T_3}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial T_3}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 T_3}{\partial \theta^2} \right); \quad (3)$$

$$C_3\rho_3 \cdot \frac{\partial T_4}{\partial \tau} = \lambda_3 \left(\frac{\partial^2 T_4}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_4}{\partial y^2} \right). \quad (4)$$

Начальные условия: τ=0, T_1=T_0, T_2=T_0, T_3=T_0, T_4=T_0.

Граничные условия:

r=0; $\quad \frac{\partial T_1}{\partial r} = 0 \cdot$

$r=r_1$, $0 \le \theta \le \pi$; $\quad -\lambda_1 \cdot \frac{\partial T_1}{\partial r} = -\lambda_2 \cdot \frac{\partial T_2}{\partial r} - Q \cdot W, T_1 = T_2.$

$r=r_2$, $0 \le \theta \le \pi$; $\quad -\lambda_2 \cdot \frac{\partial T_2}{\partial r} = -\lambda_3 \cdot \frac{\partial T_3}{\partial r}$, $T_2=T_3$.

$r=R$, $0 \le \theta \le \pi/2$; $\quad -\lambda_3 \cdot \frac{\partial T_3}{\partial r} = -\lambda_3 \cdot \frac{\partial T_4}{\partial n}$, $T_3=T_4$.

$r=R$, $\pi/2 \le \theta \le \pi$; $\quad \frac{\partial T_3}{\partial r} = 0.$

x=0, $0 \le y \le L$; $\quad -\lambda_4 \cdot \frac{\partial T_4}{\partial x} = q.$

$\Delta \le x \le \Delta + R$, $y=R \cdot \cos\theta$; $\quad -\lambda_3 \cdot \frac{\partial T_4}{\partial x} = -\lambda_3 \cdot \frac{\partial T_4}{\partial n} \cdot \cos\theta.$

$0 \le y \le L$, $x=\Delta + R \cdot \sin\theta \cdot \mathrm{tg}\,\theta/2$; $\quad -\lambda_3 \cdot \frac{\partial T_4}{\partial y} = -\lambda_3 \cdot \frac{\partial T_4}{\partial n} \cdot \sin\theta.$

y=0, $0 \le x \le \Delta$; $\quad \frac{\partial T_4}{\partial y} = 0 \cdot$

$y=L$, $\Delta \le x \le \Delta + R$; $\quad \frac{\partial T_4}{\partial y} = 0 \cdot$

θ=0, $0 \le r \le r_1$; $\quad \frac{\partial T_1}{\partial \theta} = 0 \cdot$

θ=0, $r_1 \le r \le r_2$; $\quad \frac{\partial T_2}{\partial \theta} = 0 \cdot$

θ=0, $r_2 \le r \le R$; $\quad \frac{\partial T_3}{\partial \theta} = 0 \cdot$

$\theta=\pi$, $0 \le r \le r_1$; $\quad \frac{\partial T_1}{\partial \theta} = 0 \cdot$

$\theta=\pi$, $r_1 \le r \le r_2$; $\quad \frac{\partial T_2}{\partial \theta} = 0 \cdot$

$\theta=\pi$, $r_2 \le r \le R$; $\quad \frac{\partial T_3}{\partial \theta} = 0 \cdot$

Обозначения:

C – теплоемкость, Дж/(кг·К); L – размер зоны подвода теплового потока, м; n – нормаль к внешней поверхности ТТ; Q – теплота фазового перехода, Дж/кг; q – удельная плотность теплового потока, Вт/м^2; R – внешний радиус тепловой трубы, м; r – текущий радиус, м; T – температура, К; W – массовая скорость испарения, кг/(м^2·с); x, y – координаты, м; Δ – расстояние от источника тепла до верхней точки корпуса ТТ на оси симметрии, м; θ – угловая координата, град; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); ρ – плотность, кг/м^3; τ – время, с; χ – толщина испарившегося слоя жидкости, м.

Индексы: 0 – начальный; 1 – паровая фаза; 2 – зона фитиля; 3 – корпус тепловой трубы; 4 – соединительный элемент.

Массовая скорость испарения хладагента рассчитывалась по формуле:

$$W = \frac{A(P^{н} - P)}{\sqrt{2\pi R_0 T_{г.ф.} / M}},$$

где A – коэффициент аккомодации; P – давление, Па; R_0 – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·K); M – молекулярный вес, кг/моль.

Индексы: *г.ф.* – граница фаз; *н* – насыщенный.

Задача рассматривалась при следующих основных допущениях:

1. теплофизические характеристики в зоне фитиля тепловой трубы рассчитываются как эффективные с учётом объёмных долей каждой компоненты;
2. приход жидкого хладагента в зону испарения равен расходу парообразного охладителя в этой зоне (процесс массообмена стационарен) и координаты границы испарения не смещаются;
3. теплофизические характеристики (теплопроводность, теплоемкость) не зависят от температуры;
4. вся внешняя поверхность области решения теплоизолирована, за исключением участка x=0, $0 \le y \le L$ (источник подвода тепла);
5. контакты на границах раздела фаз, на границе "корпус тепловой трубы – конденсат", а также "труба – соединительный элемент" считаются идеальными.

Принятые допущения не накладывают принципиальных ограничений на общность постановки задачи, и отражают достаточно реальный режим работы тепловой трубы.

Метод решения

Задача решена методом конечных разностей. Дифференциальные уравнения в частных производных представляли в виде разностных двумерных уравнений [7]. Переход на новый временной слой реализовывался с помощью двух "*дробных шагов*" по схеме расщепления [7]. На первом дробном шаге в соединительном элементе рассчитывается перенос тепла по координате x, а на втором дробном шаге – по координате y с использованием одномерных разностных уравнений. Соответственно для ТТ по координатам r и θ.

Систему одномерных разностных уравнений решали с помощью метода прогонки по неявной четырехточечной разностной схеме [7].

Давление насыщенных паров определяли методом Риделя-Планка-Миллера [8].

Для соединительного элемента использовалась прямоугольная разностная сетка. Для ТТ, представляющей собой трехслойный цилиндр, использовалась сферическая разностная сетка. На границах между областями проводилось сопряжение прямоугольной и сферической сеток. Особенность решаемой задачи состоит в наличии локально-сосредоточенных источников теплопоглощения высокой интенсивности в малой по толщине области, соответствующей зоне испарения хладагента. Физически процесс испарения моделируется только в одной точке разностной сетки по r, соответствующей достижению условий испарения. Поэтому при выборе сеточных параметров особое внимание уделялось контролю условий сходимости итерационного процесса. Шаги по временной и пространственным координатам выбирались из условий сходимости итераций.

При проведении численных расчетов использовались теплофизические характеристики для корпуса ТТ и соединительного элемента из сплава алюминия и рабочей жидкости NH_3 (для жидкой и паровой фаз) [8, 9].

Результаты и обсуждение

В таблице приведены распределения температур по угловой координате при различных радиусах тепловой трубы (на поверхности ТТ и в области раздела сред "жидкость-пар") в момент времени τ=100 с, q=240 Вт/м^2.

Как видно из таблицы, температура снижается по мере удаления от оси симметрии с ростом угловой координаты. Это снижение температуры обусловлено переносом тепла от более нагретого участка ТТ к менее нагретому. Но максимальный перепад температур между верхней и нижней точками поверхности ТТ (рис. 1) составил не более 0,1 K, что позволяет сделать вывод о несущественном изменении температуры с угловой координатой.

Таблица. *Распределение температуры по угловой координате, K*

θ, град	0	18	36	54	72	90	108	126	144	162	180
	$Q \neq 0$ (с учетом теплоты фазового перехода)										
$r=r_1$	296,84	296,84	296,83	296,83	296,83	296,83	296,83	296,83	296,82	296,82	296,82
$r=R$	296,88	296,88	296,88	296,87	296,87	296,87	296,86	296,86	296,86	296,85	296,85
	Q=0 (без учета теплоты фазового перехода)										
$r=r_1$	311,45	311,44	311,40	311,35	311,26	311,15	311,01	310,92	310,87	310,84	310,83
$r=R$	311,78	311,77	311,74	311,67	311,57	311,42	311,02	310,93	310,87	310,84	310,83

На рис. 3 приведено распределение толщины испарившегося слоя хладагента по угловой координате.

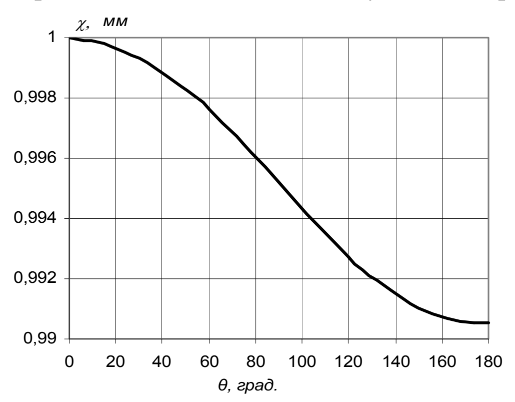


Рис. 3. *Зависимость толщины испарившегося слоя жидкости χ от угловой координаты θ*

Максимальная величина испарившегося слоя хладагента расположена в области наибольшего теплоподвода к границе фитиля ТТ. Это обусловлено более интенсивным испарением жидкого хладагента (более высокой температурой) в верхней части трубы по сравнению с нижней частью ТТ.

Можно отметить, что отклонения температур от максимальных значений составляют доли градуса при изменении угловой координаты от 0 до π. Поэтому в реальных системах обеспечения теплового режима на базе тепловых труб этот эффект можно не учитывать. Данный вывод подтверждает и зависимость толщины испарившегося слоя хладагента от угловой координаты (рис. 3). Отклонения от максимального значения χ не превышают 1 %, что в реальных условиях может не учитываться.

Заключение

Полученные результаты позволяет сделать вывод о том, что специфика физических процессов, протекающих в тепловой трубе, определяет практически однородное температурное поле в любом сечении по z при изменении угловой координаты от 0 до π и при существенно неоднородных граничных условиях на внешнем контуре трубы. Установленные в результате численного анализа закономерности обусловлены комплексом совместно протекающих физических процессов, основными из которых являются поглощение энергии при испарении хладагента, перетекание тепла по корпусу трубы и по фитилю как в радиальном, так и в окружном направлениях. При этом неоднородность граничных условий на внешнем контуре трубы не оказывает практически значимого влияния на температурное поле системы в целом и на интенсивность процессов испарения.

Подвод тепловой энергии к поверхности внешнего контура трубы может быть локализован на достаточно малом участке границы; важно, чтобы при этом обеспечивался отвод энергии от источника тепловыделения с необходимой интенсивностью.

Установленные в результате теоретического анализа закономерности создают объективные предпосылки и для вывода о возможности математического моделирования процессов тепломассопереноса в тепловых трубах на базе осесимметричных моделей [10], учитывающих процессы переноса энергии, массы и количества движения по радиальной и осевой координатам.

Полученный вывод применим для описания процессов, протекающих как в низкотемпературных, так и в высокотемпературных тепловых трубах. Переход на режимы высоких температур не вносит принципиальных изменений в физические модели процессов и, соответственно, не может привести к существенным изменениям в режимах теплопереноса только за счет, например, кратного увеличения уровня рабочих температур тепловой трубы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Васильев Л.Л. Низкотемпературные трубы и пористые теплообменники. – Минск: Наука и техника, 1977. – 177 с.
2. Пресняков В.Ф., Луценко В.И., Наврузов В.И., Гонтарев Ю.К., Сидушкин В.М. Процессы переноса тепла и массы в тепловых трубах. – Киев: Наукова думка, 1991. – 167 с.
3. Быстров П.И., Ивлютин А.И., Шульц А.Н. О физических механизмах переноса тепла, массы и импульса в короткой низкотемпературной тепловой трубе // Инженерно-физический журнал. – 1991. – Т. 60. – № 2. – С. 211–217.
4. Семена М.Г., Гершуни Л.Н., Зарипов В.А. Тепловые трубы с металловолокнистыми капиллярными структурами. – Киев: Вища школа, 1984. – 184 с.
5. Кузнецов Г.В., Ситников А.Е. Численный анализ основных закономерностей тепломассопереноса в высокотемпературной тепловой трубе // Теплофизика высоких температур. – 2002. – Т. 40. –№ 6. – С. 964–971.
6. Васильев Л.Л., Гиль В.В., Жариков Н.А., Зеленин В.Е., Сыворотка О.М., Уваров Е.И. Испытания тепловой трубы в космических условиях // Инженерно-физический журнал. – 1976. – Т. 31. – № 6. – С. 990–995.
7. Пасконов В.М., Полежаев В.И., Чудов Л.А. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена. – М.: Наука, 1984. – 288 с.
8. Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей. – Л.: Химия, 1982. – 592 с.
9. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. – М.: Наука, 1972. – 364 с.
10. Кузнецов Г.В., Ситников А.Е. Численное моделирование тепломассопереноса в низкотемпературной тепловой трубе // Инженерно-физический журнал. – 2002. – Т. 75. – № 4. – С. 58–64.